

§ 27. Пробой диэлектриков

В обычных условиях твердые неметаллические тела являются хорошими изоляторами, не проводят электрического тока и при внесении в электрическое поле проявляют только диэлектрические свойства—поляризуются. Так же как в чистых воде или воздухе, в них практически нет свободных зарядов. Свободные ионы и электроны возникают в твердых диэлектриках лишь под действием внешних источников, в частности, при нагревании.

В ионных кристаллах типа NaCl в узлах кристаллической решетки расположены попарно положительные и отрицательные ионы (например, Na^+ и Cl^- на рис. 2.65). Однако эти ионы не являются свободными и лишь колеблются около своих положений равновесия с амплитудами, которые возрастают с повышением температуры. Вследствие хаотичности теплового движения амплитуды колебаний ионов различны и постоянно изменяются по величине. Время от времени тот или иной из ионов (например, средний из ионов Na^+ на рис. 2.65) случайно приобретает от своих соседей очень большую кинетическую энергию, превышающую его энергию связи, и срывается из положения равновесия, уходя в пространство между узлами кристаллической решетки. В междоузлиях ион связан значительно слабее и может перемещаться далее вдоль решетки. Оставшийся пустым узел образует «дырку», в которой не хватает положительного заряда, и, значит, эта дырка как бы заряжена отрицательно. Аналогичная «дырка», но уже положительная, образуется в узле при уходе из него иона Cl^- .

На освободившееся место в узле может перескочить соседний положительный ион, и тем самым дырка переместится на один «шаг» вдоль решетки. Возможные перемещения ионов в междоузловом пространстве показаны на рис. 2.65 стрелками. Ионы и дырки диффундируют в кристалле до тех пор, пока при встрече иона с соответствующей дыркой они не рекомбинируют. Этот случай показан на том же рис. 2.65 справа. В результате этих противоположных процессов—срыва ионов из своих положений равновесия и рекомбинации их с дырками—в кристалле устанавливается равновесие. Как показал Я. И. Френкель, равновесная концентрация

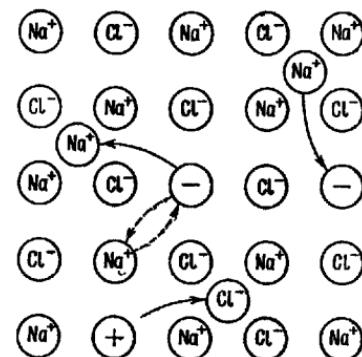


Рис. 2.65

сорванных ионов и дырок выражается формулой *)

$$n_+ = n_- = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_+}{kT}}, \quad (27.1)$$

где ε_+ — энергия срыва иона из положения равновесия в междоузловое пространство. Эти концентрации равны нулю при абсолютном нуле ($e^{-\infty} \rightarrow 0$) и очень резко возрастают с повышением температуры.

Если приложить к кристаллу внешнее электрическое поле, то возникает направленное движение сорванных со своих нормальных мест «свободных» положительных ионов по полю и свободных отрицательных дырок против поля. Аналогично будут вести себя и возникающие в кристалле свободные отрицательные ионы и соответствующие им положительные дырки (рис. 2.65, внизу). В результате всех этих процессов через кристалла пойдет слабый электрический ток. Аналогично (24.10) и (24.12) плотность этого тока будет выражаться формулой

$$\mathbf{j} = \sum_i n_i z_i e k_i \mathbf{E}, \quad (27.2)$$

и электропроводность кристалла будет равна

$$\gamma = \sum_i n_i z_i e k_i. \quad (27.3)$$

Здесь n_i — концентрации, z_i — валентности и k_i — подвижности всех имеющихся в кристалле «свободных» зарядов — сорванных ионов разного знака и соответствующих дырок. Следует отметить, что передвижение дырки в кристалле есть на самом деле последовательное перемещение ионов, перескакивающих на ее место. Таким образом, прохождение электрического тока в ионных кристаллах связано с переносом ионов, составляющих кристалл, и представляет своеобразный электролиз в твердой фазе. Доходя до электродов и разряжаясь, ионы превращаются в нейтральные атомы, выделяющиеся на электродах. И действительно, точные опыты, проведенные при длительном пропускании тока через ионные кристаллы, подтвердили приложимость законов Фарадея (24.17) к этому случаю.

В случае неионных кристаллов носители электрического тока имеют несколько иную природу. Тепловое движение ионизует отдельные нейтральные атомы или молекулы и вырывает из них электроны. Последние движутся вдоль решетки. Образовавшиеся

*) Эта формула выводится из общих статистических соображений и является частным случаем распределения Больцмана (см. том I, формула (21.14)).

при их отрыве положительные дырки также перемещаются вдоль кристалла за счет перескока на их место электронов с соседних атомов или молекул (рис. 2.66). При встрече свободные электроны

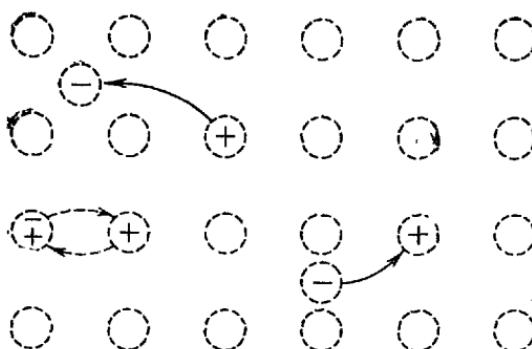


Рис. 2.66.

и дырки рекомбинируют, и их равновесная концентрация определяется формулой, аналогичной (27.1). Соответственно и в этом случае будут справедливы закон Ома (27.2) и выражение для электропроводности (27.3).

Поскольку концентрации свободных зарядов n_i и их подвижности k_i в твердых диэлектриках резко возрастают с температурой, то удельное сопротивление диэлектрика

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{\sum n_i z_i e k_i} \quad (27.4)$$

очень резко убывает с температурой. На рис. 2.67 сопоставлены зависимости удельного сопротивления металлов и диэлектриков от температуры. Масштабы на этом рисунке несколько искажены, так как $\rho_{диэл}$ обычно в 10^{10} — 10^{15} раз больше, чем $\rho_{мет}$. Сопротивление металлов мало и в соответствии с (15.10) медленно линейно растет с температурой; в противоположность этому, сопротивление изоляторов велико и круто, экспоненциально падает с температурой. Последнее обстоятельство обуславливает возможность так называемого теплового пробоя диэлектриков, теория которого была разработана Н. Н. Семеновым и В. А. Фоком.

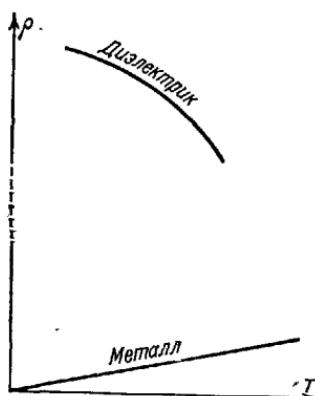


Рис. 2.67.

Пусть к изолятору приложена некоторая разность потенциалов U . Благодаря малой концентрации носителей тока сопротивление изолятора R_0 при начальной температуре T_0 очень велико и через изолятор идет очень слабый ток $I_0 = U/R_0$. Этот ток выделяет в диэлектрике тепло

$$Q_0^+ = \frac{U^2}{R_0} \quad (27.5)$$

и разогревает диэлектрик до некоторой температуры $T > T_0$. При этой температуре сопротивление изолятора R_T уменьшается, ток через него $I = U/R_T$ возрастает и увеличивается выделяемая мощность

$$Q_T^+ = \frac{U^2}{R_T}. \quad (27.6)$$

В результате изолятор нагревается еще сильнее, еще более возрастает идущий через него ток и выделяющееся тепло и т. д.

Процессу прогрессирующего саморазогрева и увеличения тока препятствует теплоотдача от нагретого изолятора в окружающую среду. Скорость теплоотдачи Q^- пропорциональна разности температур между изолятором и окружающей средой, т. е.

$$Q^- = a(T - T_0). \quad (27.7)$$

На рис. 2.68 изображена прямая теплоотдачи (27.7) и кривые скорости тепловыделения (27.6) при различных приложенных напряжениях $U_1 < U_2 < U_3$. При низком напряжении U_1 линии (27.6) и (27.7) пересекаются в точке A при температуре T_1 , близкой к начальной. Через диэлектрик идет слабый ток, и он слегка разогревается до тех пор, пока скорость теплоотдачи (Q^-) не срав-

няется со скоростью теплоприхода (Q^+), после чего дальнейшее повышение температуры прекращается. При высоком напряжении U_3 по мере разогрева теплоприход растет с температурой быстрее, чем теплоотвод, и устойчивое равновесие становится невозможным. Спустя короткое время после приложения напряжения температура в центре диэлектрика повышается настолько, что он проплавляется,

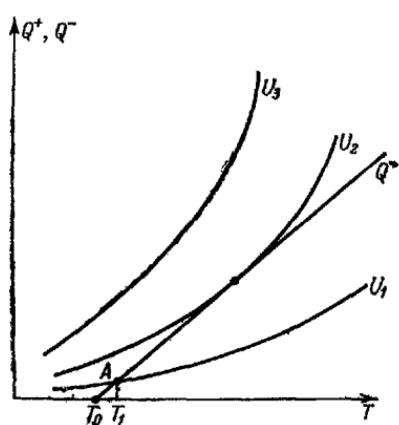


Рис. 2.68.

возникает хорошо проводящий канал между электродами (рис. 2.69), через который проходит очень большой ток. Напряженность поля, при которой наступает пробой диэлектрика, называется пробивным напряжением. Величину пробивного напряжения $U_{\text{пр}}$ можно найти из графика рис. 2.68 по условию касания кривых теплоприхода и теплоотдачи.

Для типовых изоляционных материалов, применяемых в технике, пробивные напряжения имеют порядок сотен кв/см. Для фарфора $E_{\text{проб}} \approx 90 - 120$ кв/см, для стекла $E_{\text{проб}} \approx 300$ кв/см, для слюды $E_{\text{проб}} \approx 500$ кв/см. Тепловой пробой имеет место и в таких жидких диэлектриках, как керосин или трансформаторное масло. Благодаря текучести жидкости в этом случае пробоя не остается проплавленного канала, как в твердых изоляторах.

При низких температурах и хорошем теплоотводе тепловой пробой твердых диэлектриков затруднен. В этом случае пробой наступает лишь в очень сильных электрических полях, порядка $10^3 - 10^4$ кв/см, и носит чисто электрический характер (ударная ионизация электронами, срыв ионов из узлов решетки полем и т. п.).

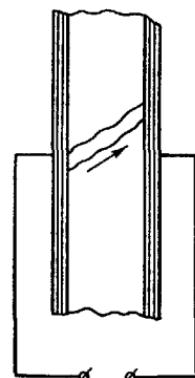


Рис. 2.69.

§ 28. Полупроводники

Высокая концентрация свободных электронов в металлах обуславливает их хорошую проводимость и низкое удельное сопротивление $\rho_{\text{мет}} \approx 10^{-8} - 10^{-6}$ ом·м. В типичных изоляторах концентрация свободных зарядов ничтожно мала и удельное сопротивление достигает величин порядка $\rho_{\text{изол}} \approx 10^8 - 10^{18}$ ом·м. За последние десятилетия привлекли внимание физиков и все шире внедряются в технику вещества с промежуточными свойствами — так называемые полупроводники, имеющие удельное сопротивление порядка $\rho_{\text{полупров}} \approx 10^{-2} - 10^6$ ом·м.

Необычайная чувствительность электропроводности полупроводников к ничтожным концентрациям различных примесей затрудняла исследование их свойств и потребовала разработки новой технологии изготовления веществ исключительно высокой чистоты. С другой стороны, строго дозированная добавка малых количеств примесей позволяет изготавливать полупроводники с практически любыми перед заданными свойствами. Добавляя разные примеси в различные участки одного и того же кристалла, оказалось возможным получать полупроводники с внутренними контактными потенциалами на границах этих участков, обусловливающими одностороннюю проводимость подобных контактов. Так были созданы